



TITLE:

海洋波の研究における諸問題(流体における波動現象の数理とその応用)

AUTHOR(S):

光易, 恒

CITATION:

光易, 恒. 海洋波の研究における諸問題(流体における波動現象の数理とその応用). 数理解析研究所講究録 1994, 866: 173-190

ISSUE DATE:

1994-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/83933>

RIGHT:

海洋波の研究における諸問題

広島工業大学 光易 恒 (Hisashi Mitsuyasu)

1 はじめに

海洋波という名称は、少しあいまいな名称で、正確に云えば海洋の風波と云った方がよい。その名が示すように、海洋表面に風によって発生した波を指す。我々が海岸や船上でふだん目にする波は、ほとんどこの海洋の風波である。

海洋波は、海洋における物理現象の一つであるが、海洋物理学の分野のみならず、海岸工学、海洋工学、そして勿論流体力学など、非常に多くの分野で研究が行われている独特の現象という事ができる。ただし、研究分野によって興味の対象や研究目的は少し異なっている。例えば、海洋物理学の分野では、海洋波の力学に加えて、海洋波の予報や大気海洋間の諸量（運動量、熱、 CO_2 など）のフラックスに及ぼす海洋波の役割等が問題となり、工学の分野では、海洋の構造物に及ぼす波力が重要な問題となる。しかし、基本的には、流体力学的現象であるので、基礎的な面では流体力学の寄与するところが大きい。ある意味では、流体力学の問題の宝庫とも考えられる。ここでは、海洋波の研究の流体力学的側面に重点をしばって研究の現況を述べる事にする。

2 風波の発生と発達

水面上を風が吹くと小さな風波（漣）が発生し、風からエネルギーを吸収しながら次第に発達して海洋波に成長する。このような現象を解明することは、学問的に極めて興味あるのみならず、波浪予報のような実用的な面でも極めて重要である。したがって、風波の発生・発達機構の解明は、風波の研究における最も重要な課題の一つと言う事ができる。

1950年代後半から今日に至るまで、風波の発生および発達過程に関する夥しい数の研究が行われ、この約半世紀の間に、風波の発生および発達過程に関する我々の理解は飛躍的に増大した¹⁾。その結果実用的にはかなりの精度で波浪予報が

行えるようになってきた。しかしながら、まだ、現象の基本的な力学過程が十分に解明されたとは言えず、多くの問題が残されている。最近の研究成果をもとにして、特に風波の発生および発達過程に焦点をしばって述べる。

2.1 風波の発生

Kawaiの興味ある研究結果²⁾によると、風波の発生初期の状況は次のようなものである。静止した水面上に風が吹き始めると、風の摩擦力によって水のごく表面付近に流れ（吹送流）が発生する。吹送流の発生にほんの少し（数秒程度）遅れて極めて小さな漣が発生する。発生初期の波高はミクロン程度で、周波数は風速に依存するが大ざっぱに見ると10~20Hz程度である。図1は、実験水槽において、一定風速(6.3m/s)の風を急に吹かせ始めた時の水面の変化を水槽の天井からスポットライトを投射し、その反射光の変化としてとらえた写真である。

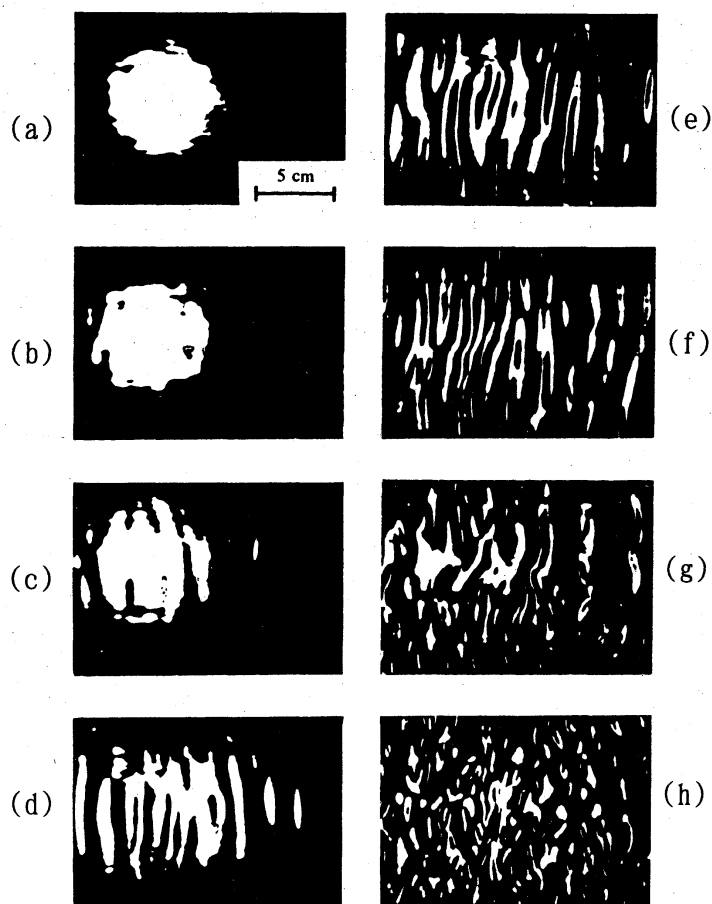


図1 発生初期の風波の時間的变化²⁾

(a)は風が吹き始めてから3.66秒後、その後の写真の時間間隔は大略0.6秒である。この写真を見ると、発生初期の波は、峰が横方向に連なり波長も比較的一定して規則的な波形を示している((d), (e), (f))。しかし、時間が経過して波が発達すると、波の峰は切れ切れとなり、波長も不規則となって波形が全体的に不規則になる。すなわち、発生した波は極めて短時間のうちに不規則な風波に遷移する。

以上は、水面上に一樣に一定風速の風が急に吹き始めた時に生じる風波の時間的变化であるが、比較的低風速の風が吹き続いて、波が定常状態に達した場合でも、水面の風上側の境界付近では風波の空間的变化に上記と似たような現象が生じる。図2は実験水槽において、風速 $U=5\text{m/s}$ の風が吹き続き、定常状態に達した風波のスペクトルの、風上の境界付近から風下に向かっての変化を示したものである³⁾。

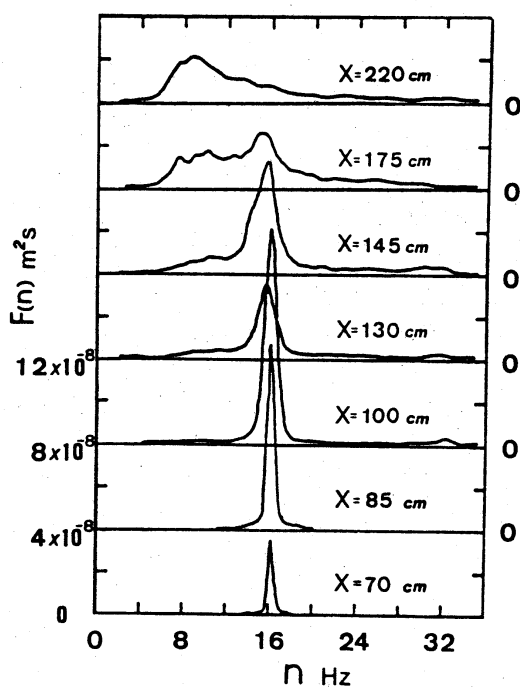


図2 発生初期の波のスペクトルの変化³⁾

図2から、風上からの距離 X が $70\text{cm} \sim 100\text{cm}$ では、風波のスペクトルエネルギーは 16Hz 付近に集中して線スペクトルに近く、波が比較的規則的なことを示している。しかしながら、風上からの距離 X が 130cm 付近から、次第にスペクトル幅が広がり $X=220\text{cm}$ 付近の風波のスペクトルは、前面(低周波側)が急で背面(高周波側)がなだらかな風波のスペクトルに固有な形状に移行する。これは、風波のスペク

トルが、ピーク付近の周波数成分を中心に非常に多くの周波数成分を含む連続スペクトルに移行した事を意味し、風波の不規則性が生じたことが分かる。

以上のような風波の発生初期の状態は、非常に注意しなければ見られない現象で、われわれが通常目にする現象は、上記の空間波形でみれば(h)以後、スペクトルで見れば $X=220\text{cm}$ 以後のものである。また、以上示したような風波の発生初期の変化は、平板上の気流の境界層内に発生する気流の不安定波、いわゆるT-S波の挙動に似ている面がある。この類似は、後に風波の発生機構の所で述べる2層流の不安定機構を形式的に支持するように見える。

風波が発生する限界風速に関しては、古くから多くの研究や議論がなされているが、まだ十分な結論が得られていない⁴⁾。それは、発生初期の波は極めて微小であるのでその検出法に非常に注意が必要なこと、発生限界は水の粘性や表面張力にも依存するのでこれらに十分注意を払う必要があること、また、表面吹送流の不安定機構で発生するものだとすると、吹送流を支配している境界条件にも依存する可能性があることなどによるものと考えられる。

2.2 風波の発生機構

風によって平滑な水面に風波が発生する物理機構としては、現在次の2つの機構が支配的と考えられている。

(a) Phillipsの共鳴機構⁵⁾

静止水面上に風が吹き始めた場合を考える。一般に水面上の風は乱れているので乱流的な圧力変動を伴っている。水面波の発生初期の段階では、圧力変動は発生した水面波とは無関係で、その移動速度は近似的に平均風速に等しいものと考えられる。一方、水面は表面張力や重力を復元力とする振動系と考えることができるので、この圧力変動が強制外力となって水面波を発生する。ただし、効率的にエネルギーを吸収するためには、波は共鳴条件を満たす必要がある。

Phillipsは、このような平均流の速度で風下に移動している乱流圧力変動に対する水面の応答を計算し、発生した風波の2次元スペクトルの変化を求め、それが時間に比例して直線的に増幅されることを示した。このPhillipsの共鳴機構は、当初は初期波の発生のみならず、発達過程にある風波への支配的な運動量輸送機構として提案された。しかしながら、現実には観測された乱流圧力変動は、当初仮

定されたものよりはるかに小さく、共鳴機構による波の発達率は現実の発達率よりはるかに小さな値しか与えないことが分かった。このため、風波の主要な発達過程は、後に述べるMiles機構⁶⁾に支配されるものと考えられるようになった。ただし、Miles機構はいったん水面波が発生した後に初めて作用するので、初期波はPhillipsの共鳴機構（あるいは、次に述べる2層流の不安定機構）により発生し、その後の波の発達は、Miles機構が支配すると言ったモデルが一般に考えられている。ただし、Phillipsの共鳴機構を本格的に調べた実験は、筆者の知る限り少ないようである。

2.3 2層流の不安定機構

前述の共鳴機構においては、吹送流は全く考えられていないが、現実には水面上に風が吹くとその摩擦力により、水の表層付近に速度勾配の大きい吹送流が発生する。図3は、この場合の水面付近の空気中と水中との流れの状況を模式的に示したものである。

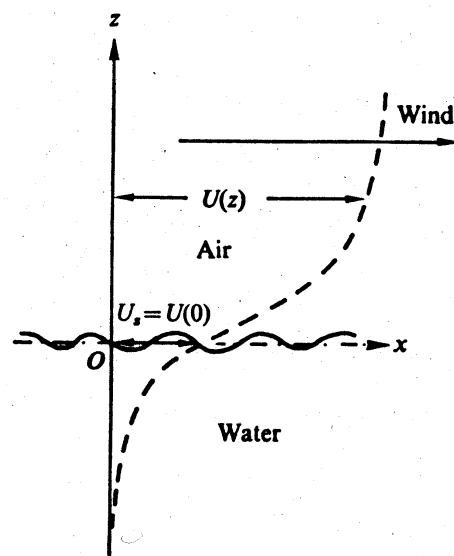


図3 風的作用を受けている水面付近の流れの構造(説明図)⁷⁾

このように風によって生じた空気と水との境界付近の流れは、風速が増大すると不安定になり、普通の固体壁に沿う気流の境界層と同様に不安定波が発生する。このような不安定波の発生ならびにその増幅率に関する理論的計算結果は、それぞれ限られた範囲では、計測結果と比較的良好一致を示している^{2), 7), 8)}。しかしながら、初期波の発生ならびに発達を実験的に詳しく調べた最近の研究結

果は、2層流の不安定機構を決定的に支持するとは言えず、むしろ非常に低風速時の初期波の発達に対しては、Phillipsの共鳴機構を検討する余地が残されているようである⁴⁾。したがって、初期波の発生過程をもう少しはっきりさせるためには、さらに立ち入った研究が必要である。

3 風波の発達 -エネルギー平衡方程式-

共鳴機構あるいは2層流の不安定機構によって発生した微少な波は、風が吹き続けると風からエネルギーを吸収して時間・空間的に発達を続ける。これは、周波数スペクトルで見ると図4のようなものである⁹⁾。

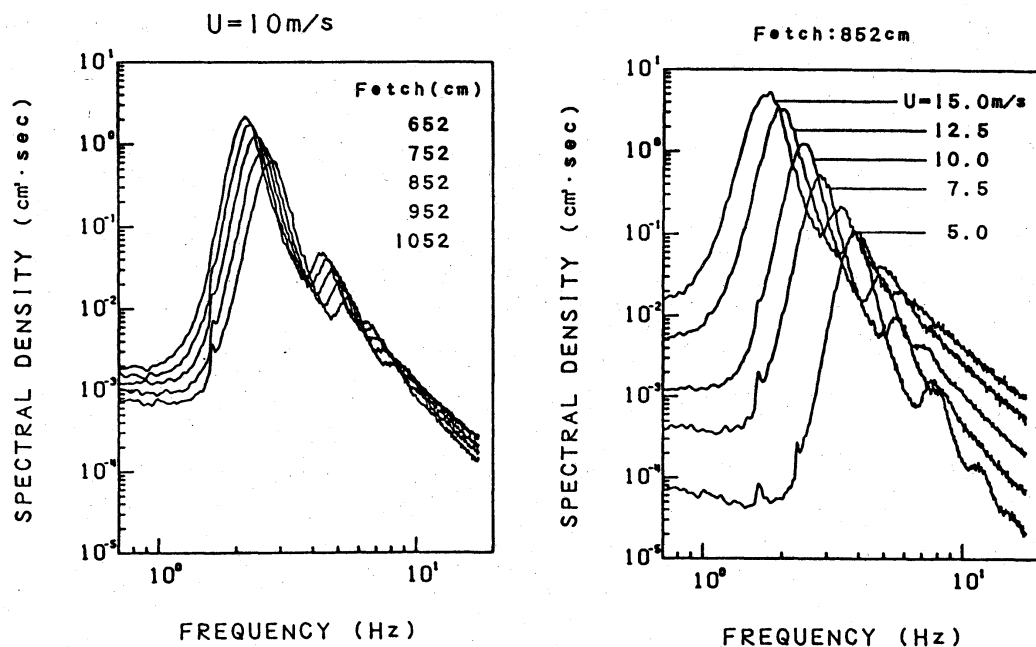


図4 風波のスペクトルの発達⁹⁾

左は一定風速10 m/sの場合の風下に向かってのスペクトルの発達特性

右は風上から距離8.52 mの場合の風速の増大によるスペクトルの発達特性

このような風波のスペクトルエネルギー $E(\omega, \theta)$ の変動は一般的には次のような式で記述する事ができる¹⁰⁾。

$$\frac{\partial E(\omega, \theta)}{\partial t} + C_g \cdot \nabla E(\omega, \theta) = S \quad (1)$$

ここに、 C_g は成分波の群速度、 ∇ は微分演算子で $\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}$ である。

式(1)において、左辺の第1項が2次元スペクトル $E(\omega, \theta)$ の時間的变化を表し、第2項が2次元スペクトルのフラックスの空間的变化を表す。したがって、発生初期の空間的に一様な波では、第2項は無視され、逆に時間的に定常状態に達した波では第1項が消失する。右辺の S は、風波スペクトル成分に対する、すべてのエネルギーの出入りを一般的に表現したもので、エネルギー入出力関数(source function)と呼ばれる。式(1)は、風波のスペクトル成分別に、外部からのエネルギーの出入りと平衡して、波のスペクトルエネルギーが時間・空間的に変動する事を表現したものでエネルギー平衡方程式と呼ばれ、その意味は自明である。

エネルギー平衡方程式における最大の問題は、風波のスペクトル成分に対するエネルギーの出入りを表すエネルギー入出力関数 S の具体的表現である。一般に S は近似的に

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_{di} \quad (2)$$

と表現される¹⁰⁾。ここに S_{in} は風から波へのエネルギー輸送に、 S_{nl} は、波のスペクトルを構成する成分波間の非線形相互作用によるエネルギーの出入りに、そして S_{di} は様々な機構による波からのエネルギー損失にそれぞれ対応する。ただし、水の粘性による波のエネルギー損失は、表面張力波を含む短周期の波以外では、無視される大きさであるので、 S_{di} は実質的には砕波によるエネルギー損失が大部分である。

風波の発達や減衰は、これらの代表的力学過程によるスペクトルエネルギーの変化として生じるので、関数 S を構成する各項に対応した力学機構が明らかとなり、各項の具体的表現が与えられると、エネルギー平衡方程式(1)を解く事によって(理想化された場合以外、数值的に解く事になるが)風波の二次元スペクトル $E(k)$ の時間・空間的変動を求める事ができる。したがって、この式(1)および(2)は、波浪の数値予報の基礎となる式である。

4 風波のスペクトルの変動機構

風波のスペクトルの変動は、3での述べたように、エネルギー平衡方程式の右辺を構成する、波のエネルギーの出入りの項 S に関わる各種の物理機構によって生ずる。これまでの各種の研究成果をもとに、 S に関わる代表的な物理機構について述べる。

4.1 風から波へのエネルギー輸送

風波の発生ならびに発生した波に対し風からエネルギーが輸送される機構として最初提出されたものは、Phillipsの共鳴機構である。しかしながら、2で述べたように、風波の主要発達過程に対しては、この機構では不十分である。

この為、Phillipsの共鳴機構と時を同じくして発表されたMiles機構が、風波に対するエネルギーの主要な輸送機構と考えられていた。この機構は、波面上の気流が水面波によって乱されて不安定を生じ、波面の勾配に比例する圧力変動を発生し、これによって、効果的に風から波にエネルギーを伝達するものである。Miles機構によるエネルギーの変化は、エネルギーの大きさ自体に比例するので、水面波は時間とともに指数的増幅を示す。その後、Milesは、風波の発生に関する共鳴機構と不安定機構とを結合したモデルを考えて、風波の発生初期においては、Phillipsの共鳴機構が支配的で、波は時間に対し線形な増幅を示すが、時間が経過すると、Milesの不安定機構が卓越して、波は指数的な増幅を示すことを導いた⁽¹⁾。その後も、理論の改良が継続的に行われ、理論を支持する室内実験の結果も得られて、風波の発生発達の問題はほぼ解決されたかに見えた。

しかしながら、その後Snyder & Cox⁽²⁾やBarnett & Wilkerson⁽³⁾によって海洋波の発達率に関する現地計測が行われた結果、その値は、Miles機構で予測される値よりも1桁程度大きい事が示され、Milesの理論が不備である事がわかった。このため、彼らは現実の海洋波の発達率 B を表現する式として、実測結果をもとに次のような実験式を導いた。

$$B = a(\rho_a/\rho_w)\omega[U/C - 1] \quad (3)$$

ここで、 a は無次元常数、 ρ_a と ρ_w は空気および水の密度、 ω は角周波数、 U は代表風速、そして C は成分波の波速をそれぞれ示す。この式は後に示すように、波浪の数値モデルに $S_{in} = BE(k)$ として取り込まれている。

ところが、問題はその後さらに新たな展開を示した。それは現地計測で求められた海洋波の増幅率 B は、実際の海洋波のスペクトル成分の風下に向かっての発達を測定して求めたものであったからである。これは確かに波の発達率ではあるが、スペクトルエネルギーの平衡方程式(1)式および(2)式からわかるように、実測された波のスペクトルのエネルギーの変化、すなわち左辺の変化は、風からのエネルギー輸送 S_{in} のみではなく、成分波間の非線形エネルギー伝達 S_{nl} や、

さまざまな機構によるエネルギー損失 S_{di} を総合した結果生じたものである。特に、急速な発達過程にある風波のスペクトルにおいて、ピークより低周波側の成分のエネルギーの増加は後述するように、スペクトルのピーク付近の周波数成分からの非線形エネルギー伝達の寄与が大きい。したがって、現地計測で求めたスペクトル成分の増幅率は、風からのエネルギー伝達 S_{in} と非線形相互作用によるエネルギー伝達 S_{nl} との両者を含んでおり、このために非常に大きな増幅率が得られたものと考えられる。

このような問題点を解決するため、Snyder等¹⁴⁾は、海洋波による水位変動と同時に波面上の気流の圧力変動ならびに速度変動を測定し、そのデータを解析して、風から波のスペクトル成分へのエネルギーフラックスを直接に求める大規模な海上実験を行い、その結果をもとに、次のような実験式を導いた。

$$S_{in}(k) = 0.25(\rho_a/\rho_w)[(U_5/C)\cos\theta - 1]\omega E(k) \quad (4)$$

ただし、 U_5 は海面上5mの風速である。また、Komen等¹⁵⁾は、この式を一般化するため、海面上の風速に対数分布を仮定し、さらに風速による海面の抵抗係数の変化を仮定して、 U_5 を風の摩擦速度 u_* に変換し、 u_* を代表風速とする実験式を求めた。これらの式は、波浪の数値モデルにおいてしばしば使用されているが、波の増幅率が風速の1乗に比例している事に注意する必要がある。

その後、Plant¹⁶⁾は、Snyder等の現地観測のデータに加え、数多くの信頼度の高い室内実験のデータを用い、 u_*/C のより広範囲の値に対して適用でき、かつ、増幅率 B あるいはエネルギー輸送 S_{in} が u_*/C の2乗に比例する次式を導いた。

$$S_{in}(k) = (0.04 \pm 0.02)(u_*/C)^2 \cos\theta \omega E(k) \quad (5)$$

ほとんど時を同じくして、Mitsuyasu & Honda¹⁷⁾は、実験水槽で、単一周期の規則的水面波の風による増幅率を直接測定して、風と同一方向に進む水面波に対してPlantの式の上限に近い実験式を得た。

Mitsuyasu & Hondaの研究で、特に興味ある点は、界面活性剤を使用して風波の発生を抑制し、機械的に起こした水面波の波面を平滑に保った場合と、普通の真水を使用して波面上を短周期の風波が覆った場合とで、水面波の無次元増幅率 B/f と無次元風速 u_*/C との関係にほとんど差が生じなかった事である(図5)。すなわち、波面の粗滑の効果は風の構造に現れているので、実測した摩擦速度を使用すれば、風による水面波の増幅に関し、統一的な関係が得られる。なお、この

実験の場合，単一周期の規則波を用いているので，他の成分波との非線形相互作用によるエネルギー伝達の効果は含まれていない．連続スペクトルを有する風波の成分波の増幅率に関する式と大差の無い式が得られているのは興味深い．

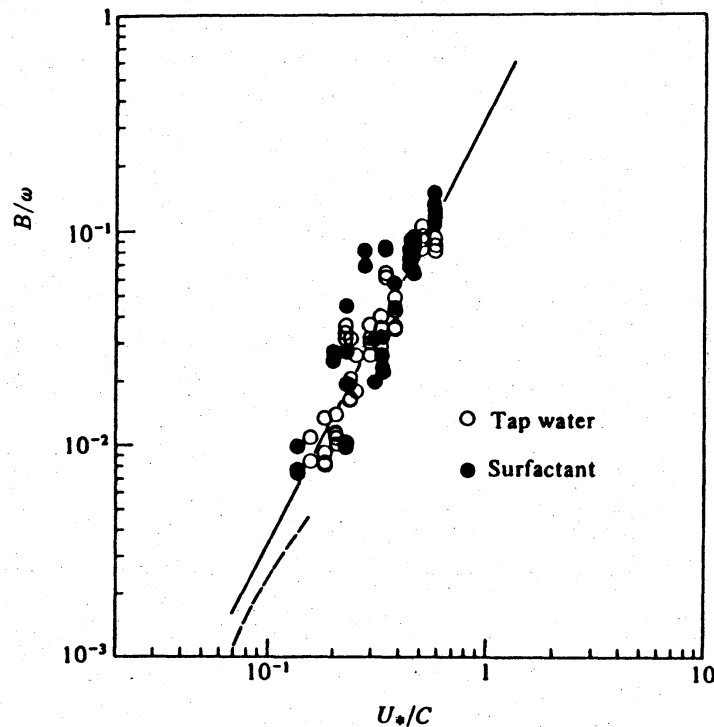


図5 風による規則的水面波の増幅率¹⁷⁾

○ 真水, ● 海面活性剤を含む水

一方，Hsiao & Shemdin¹⁸⁾は，海洋波について，Snyder等と同様な測定をより広範囲の u_*/C に対して行い，増幅率が風速の2乗に比例する実験式を導いた．

理論的に，風から水面波へのエネルギー伝達を計算したものとしては，例えばAl'Zanaidi & Huiの研究¹⁹⁾がある．彼らは，乱流モデルをもとに，変動する波面上の気流の乱流境界層を数値的に計算し，その結果をもとに風から水面波への運動量輸送を計算して，水面波の増幅率に対する次式を導いた．

$$B = \delta (\rho_a / \rho_w) \omega [(U_\lambda / C)^2 - 1] \quad (6)$$

$\delta = 0.04$ (波面が流体力学的に平滑あるいは遷移状態)

$\delta = 0.06$ (波面が流体力学的に粗な状態)

ただし， U_λ は $z=\lambda$ すなわち海面上1波長だけ上方の風速である．

彼等はさらに、粗面の場合($\delta=0.06$)には $\rho_a=1.25 \times 10^{-3}$, $U_\lambda=25u_*$ と仮定すると Plantや筆者らの式に近い式

$$S_{in}(k) = 0.047(u_*/C)^2 \cos \theta \omega E(k) \quad (7)$$

となる事を示した。

その後、筆者ら²⁰⁾は、 $U_\lambda=25u_*$ の仮定をすることなしに測定データから直接 U_λ を求め、同時に測定した水面波の増幅率のデータを用い、Al'Zanaidi and Huiの実験式の検証を行った。その結果、平滑な波面に比べて、粗な波面の方がエネルギー伝達が40 — 50%大きい点では一致するが、全体的に、実測されたエネルギー伝達がAl'Zanaidi and Huiの式に比べて1.7 — 1.8倍大きいという結果を得た。

以上、少し詳しく述べた事からもわかるように、 S_{in} に関しては、まだ統一的な結果が得られるまでには至っていないが、実験的にはかなりの程度までその性質が明らかになって来ている。図6は水面波の増幅率に関する代表的な式を比較したものであるが、 u_*/C が小さいところを別にすれば、各式の差は比較的小さい。ただし、 u_*/C が小さいところに関しては、今後理論実験両面で検討の余地がある。

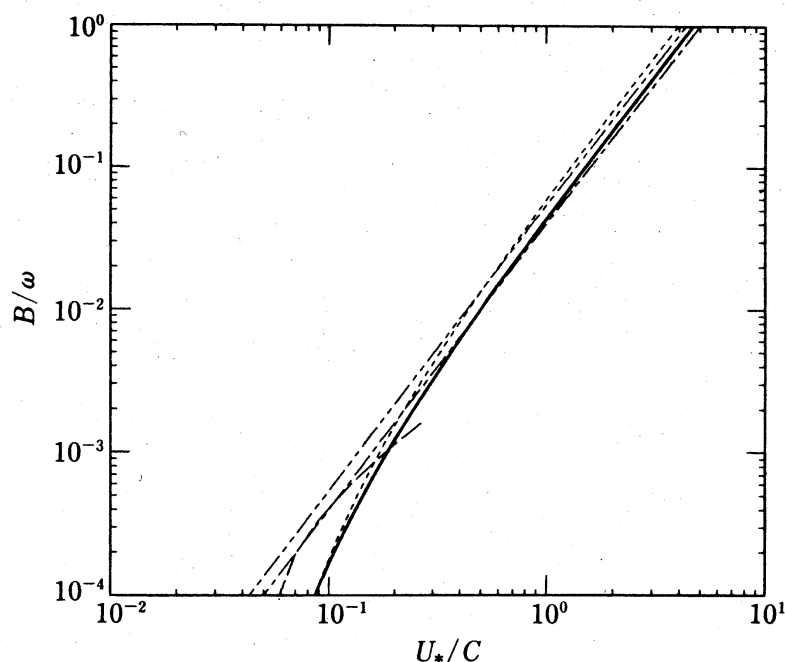


図6 風による水面波の増幅率に関する代表的な式の比較

—— Snyder et al, - - - - Plant, - · - - Mitsuyasu & Honda,
 ····· Hsiao & Shemdin, - - - - Al'Zanaidi & Hui

理論的研究においては、Miles理論と実測結果との不一致が指摘された後、その原因がMiles理論で乱流構造が直接に考慮されていない点にあるものと考えて、これを考慮した理論が、Davis²¹⁾、Townsent²²⁾、Gent and Taylor²³⁾、Gent²⁴⁾らによりあいついで提出された。これらの研究は、水面波の影響を受けた気流の境界層内の乱流構造に関する知識を増大したが、定量的に増幅率の不一致を改善するには至らなかった。ごく最近 Belcher & Hunt²⁵⁾が、風による水面波の増幅は単一の機構によるものではなく、いくつかの機構が複合して生ずることを理論的に提案しているのは興味深いし、現実に近いものとする。

4.2 成分波間の非線形相互作用

海洋波のスペクトルモデルにおいては、海洋波は、第1近似として、波数、周波数およびエネルギーを異にする無限に多くの成分波が、ランダムな位相で重ね合わされたものと仮定されている（線形近似）。しかし、高次近似を考えると、成分波間の非線形相互作用によりエネルギー交換が生じる。これに対する表現を理論的に最初に導いたのはHasselmann²⁶⁾で、それは次式で与えられる。

$$S_{nl}(\mathbf{k}) = \omega \int \int \int \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}) \cdot \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}) \\ \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega) \cdot \{n_1 n_2 (n_3 + n) - n_3 n (n_1 + n_2)\} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3. \quad (8)$$

$n(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k})/\omega$ は、波の作用密度(action density)で $n_i = n(\mathbf{k}_i) = E(\mathbf{k}_i)/\omega_i$ ($i=1, 2, 3$)、積分核関数 σ はスペクトル成分の結合係数、 δ はデルタ関数（共鳴条件に対応）をそれぞれ表す。

彼はこの式をもとに、Neumannスペクトルについて非線形エネルギー伝達の数値計算を行い、スペクトルの高周波側から、スペクトルのピーク付近の周波数成分に対して、エネルギーが輸送されることを示した²⁷⁾。Sell & Hasselmann²⁸⁾はその後、スペクトルの集中度の大きいJONSWAPスペクトル²⁹⁾について同様な計算を行い、この場合には高周波側からスペクトルのピークより少し低周波側にエネルギーが輸送され、スペクトルのピークを低周波側に移動させるようにこの機構が働くこと、しかし、Pierson-Moskowitzスペクトル³⁰⁾のように集中度があまり大きくないスペクトルでは、高周波側からピーク周波数付近にエネルギーが輸送され、ピークを持ち上げるようにこの機構が働くことなどを示した。このように、非線形エネルギー伝達の効果は、風波のスペクトル形によって異なるが、上記の

式を高精度で積分することは極めて労力を要するため、スペクトル形を系統的に変化させた計算はなかなか行われなかった。

Longuet-Higgins³¹⁾は、Hasselmannの非線形相互作用に関するモデルにおける、計算上の困難を解決するために、狭帯域スペクトルの仮定を行い、非線形結合係数が非常に複雑なHasselmannのモデルとは異なって、スペクトルのピーク付近で、一定な結合係数ならびにより単純な共鳴条件を仮定して、Hasselmannのモデルに比較すると、計算がはるかに容易な新しいモデルを提出した。Fox³²⁾は、このモデルに従って前述のJONSWAPスペクトルについて非線形エネルギー伝達の計算を行い、Sell & Hasselmannとは非常に異なった結果を得た。

しかしながら、その後、Masuda³³⁾が、Hasselmannのモデルを基に、非常に高精度の計算を行った結果、Sell & Hasselmannの結果の方が正しいこと、Foxの計算結果が異なるのは、彼の計算のもとになった新しいモデルを導くに際して、Longuet-Higginsが採用した仮定が、実際のスペクトルに対して適切でないためであることなどを示した。Masudaはまた、スペクトル形の集中度（バンド幅）を系統的に変化させた場合における、非線形エネルギー伝達の変化を明らかにするとともに、Mitsuyasu³⁴⁾により実験水槽の無風領域で測定された風波（うねり）のスペクトルの変化が、非線形エネルギー伝達の計算結果と非常に良い一致を示すことを明らかにした。この結果は、筆者の知る限り、非線形エネルギー伝達が、実際の風波のスペクトルの変動において、重要な役割をはたしている事を具体的に示した唯一の研究である（図7）。

その後、Hasselmann & Hasselmann³⁵⁾は、さらに広範囲のスペクトル形について、非線形エネルギー伝達の計算を行い、そのスペクトル形への依存特性を明らかにした。このように、風波のスペクトルの発達における非線形エネルギー伝達の重要性は明らかになったけれども、計算に要する時間自体は依然として膨大なもので、実際的な波浪推算の数値モデルに組み込む事は困難である。このため、Neumannスペクトルに対するHasselmannの計算結果²⁷⁾を用い、非線形エネルギー伝達の表現をパラメタライズしたBarnettの式³⁶⁾のように、比較的簡単なパラメタリゼーションをおこなって、その効果を波浪の数値モデルに組み込むとか、発達過程の風波のスペクトルの相似性（非線形エネルギー伝達の効果を含んでいる）を利用して、風波の発達を推定するのが、最近までの状況であった。

しかしながら，MasudaやHasselmann & Hasselmannの計算結果が示すように，非線形エネルギー伝達の特徴はスペクトル形に敏感に依存するので，特定のスペクトル形に関する計算結果をもとにそれをパラメタライズしたのでは不十分である．特に，急速に変動している波浪スペクトルを記述するためには，非線形エネルギー伝達の直接的な計算を効率良く実行するか，よりきめ細かなパラメタリゼーションを行う必要がある．

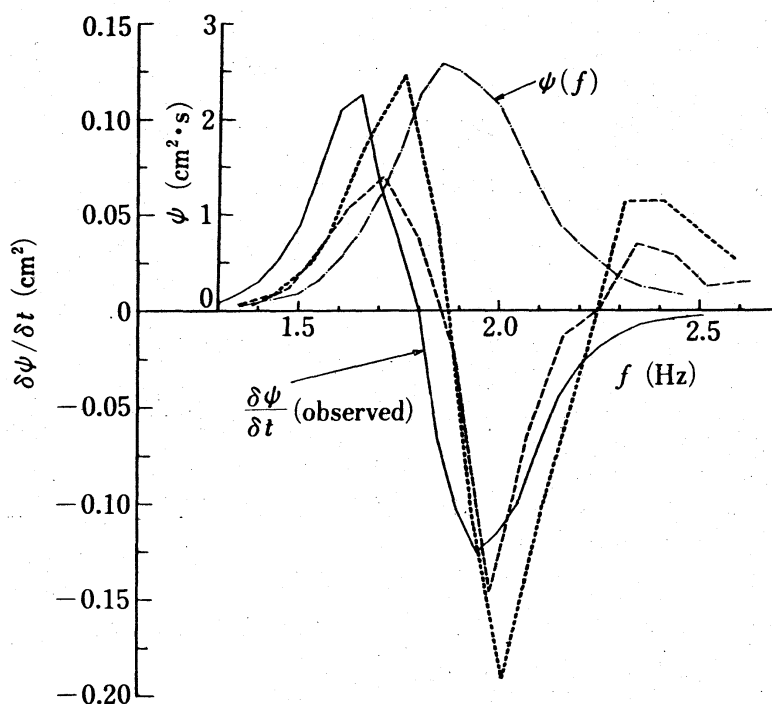


図7 非線形エネルギー伝達に関する計算結果と実測結果との比較

$\psi(f)$: 風波のスペクトル, ———: 実測されたスペクトルの変化,
 ———, ———: 非線形エネルギー伝達の計算値
 (初期スペクトルの与え方で若干計算結果が変化, Masuda³²⁾)

このような問題を解決するため，最近Hasselmann 等^{37), 38)}は，非線形エネルギー伝達を直接的に効率良く計算するアルゴリズムの開発，ならびに，より進んだパラメタリゼーションの開発を行った．その結果をもとに，精度の高い非線形エネルギー伝達の計算を組み込んだ，波浪の数値モデルの開発が行われた．これが，第3世代の波浪の数値モデルと呼ばれるものである³⁹⁾．しかしながら，小松等⁴⁰⁾はごく最近，非線形エネルギー伝達の厳密計算を非常に効率よく計算する

方法を開発し、各種のスペクトル形について計算を行った結果、Hasselmann等^{3,4)}の計算法は、複雑なスペクトル形に対しては精度が不十分なことを見いだした。

4.1 風波のエネルギー損失 - 砕波の役割 -

水面波のスペクトルの変動に関わる物理機構の中で、最も複雑なものが、砕波によるエネルギー損失の機構である。水の分子粘性によるエネルギー損失は、ある程度理論的に計算可能であるが^{3,7)}、これは表面張力波を含む短周期の波に対してのみ重要な役割を果たし、海洋波の支配的な周波数成分に対しては、ほとんど無視できる大きさである。

海洋波における大部分のエネルギー損失は、砕波によって生じる。しかし、砕波は非常に強い非線形現象であるため、取扱いが極めて厄介である。最近、水面波の非線形理論の発展により、水面波の不安定から砕波に至る過程に関しては、かなりはっきりしてきたが(例えば光易の解説^{4,1)}参照)、大規模に砕波しつつある風波の特性ならびにエネルギー損失の定量的な表現に関しては、理解が、まだ極めて不十分な状況にある。特に厄介な問題は、砕波によるエネルギー損失を定量的に推定することにもあるが、個々の砕波によるエネルギー損失を、波浪のスペクトル成分にどのように分配するかという点にある。このため、波浪推算に使用される初期の波浪数値モデルの多くにおいては、波浪スペクトルが、風速や吹送距離に対応したスペクトルの平衡形(例えば Pierson-Moskowitz スペクトルや JONSWAP スペクトル)に達すると、エネルギー入力とエネルギー損失とが釣り合って飽和し、それ以上にならないようにするなどの便宜的方法で、間接的に砕波によるエネルギー損失を考慮している。

砕波による風波のエネルギー損失に関する直接的表現を、最初に求めたのは Hasselmann^{4,2)}である。彼は、砕波の効果を波面に作用するランダムな圧力変動の効果と等価なものとおいて、砕波によるエネルギー損失の表現を導いた。一方、Komen 等^{1,5)}は、砕波によるエネルギー損失の表現として、次元的にもっともらしい形を仮定した後、平衡状態にあるスペクトル形として Pierson-Moskowitz スペクトルを仮定、エネルギー入力は Snyder 等が求めた(4)式を使用、非線形エネルギー伝達は(1)式を直接に計算、エネルギー損失は最初仮定した式を用いて式中に含まれる未定係数を系統的に変化して計算し、吹送距離とともに発達しつ

つある風波のエネルギーバランスが、従来の実測結果に最も良く合う最適な係数を求めた。その結果をもとにして、エネルギー損失に関する具体的表現を決定した。換言すれば、エネルギー方程式(1)および(2)の S_{di} 以外の各項を、実測結果あるいは理論計算をもとに求め、全体的にエネルギーの平衡を満たすように S_{di} を決めた。

以上からわかるように、砕波によるエネルギー損失の物理機構およびその表現に関しては、研究はまだ極めて不十分な状況にある。また、Komen等の研究からも分るように、現在波浪モデル等で用いられている風波のエネルギー損失の表現は、風波のエネルギー平衡を支配する他の物理機構のしわ寄せを、一手に引き受けているようにも考えられる。

最後に、砕波によるエネルギー損失の重要な一面を示す研究結果について簡単に述べる。筆者はかつて水面波の増幅率に関する計測結果をもとに、風から波に輸送される運動量を推定し、それが風から海面に向かう運動量の数10パーセントにも達する場合があることを示すとともに、風波自体が輸送する運動量の増分は、たかだかその数パーセントにすぎないことを示した⁴³⁾。そして、このような運動量の収支における大きな食い違いを説明するために、風波が吸収した運動量が、砕波を通して流れに転換されていることを推論した。その後、Milville & Rapp⁴⁴⁾は巧妙な実験を行い、砕波による波の運動量損失が、波形勾配の大きい波の場合には、波が輸送する運動量の約30パーセントにも達することを示し、上記の推論を支持した。このような結果を総合すると、風波の発生、発達および砕波という一連の過程は、大気から水面波を介して海洋に極めて効率よく運動量を輸送する過程であると云う見方ができよう。

5 おわりに

海洋の風波の発生、発達および減衰といった一連の変動に関わる流体力学的諸問題について概観した。多くの実験的な結果を取り込むことによって、現在、実用的にはかなりの精度で海洋波の変動を計算できるようになって来ている。しかしながら、初期波の発生、風から波への運動量輸送、砕波による波のエネルギー損失、これらの何れに関しても流体力学的にはまだ多くの問題が残されている。今後の研究の進展を願ってこの小論を終える。

参考文献

- 1) O.M. Phillips: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 2nd edition (1977).
- 2) S. Kawai: J. Fluid Mech., 93 (1979) 661-703.
- 3) A. Ramamonjiarisoa, S. Baldy and I. Choi: in Turbulent Fluxes Trough the Sea Surface, Wave Dynamics and Prediction (eds. A. Favre and K. Hasselmann), Plenum Press (1978) 403-20.
- 4) K.K. Kahma and M.A. Donelan: J. Fluid Mech. 192 (1988) 339-64.
- 5) O.M. Phillips: J. Fluid Mech. 2 (1957) 417-445.
- 6) J.W. Miles: J. Fluid Mech. 3 (1957) 185-204.
- 7) G.R. Valenzuela: J. Fluid Mech. 76 (1976) 229-50.
- 8) K. van Gastel, P.A.E.M. Janssen and G.J. Komen: J. Fluid Mech. 161 (1985) 199-216.
- 9) H. Mitsuyasu: in Theoretical and Applied Mechanics (eds. F.I. Niordson and N. Olhoff), North-Holland (1985) 249-61.
- 10) K. Hasselmann: In Basic Developments in Fluid Mechanics(ed. M. Holt) Vol.2, Academic (1968) 117-82.
- 11) J.W. Miles: J. Fluid Mech. 7 (1960) 469-78.
- 12) R.L. Snyder and C.S. Cox: J. Mar. Res. 24 (1966) 141-78.
- 13) T.P. Barnett and J.C. Wilkerson: J. Mar. Res. 25 (1967) 292-321.
- 14) R.L. Snyder, F.W. Dobson, J.A. Elliott and R.B. Long: J. Fluid Mech. 102 (1981) 1-59.
- 15) G.J. Komen, S. Hasselmann and K. Hasselmann: J. Phys. Oceanogr 14 (1984) 1271-85.
- 16) W.J. Plant: J. Geophys. Res. 87 (1982) 1961-67.
- 17) H. Mitsuyasu and T. Honda: J. Fluid Mech. 123 (1982) 425-42.
- 18) S.V. Hsiao and O.H. Shemdin: J. Geophys. Res. 88(C14) (1983) 9841-49.
- 19) M.A. Al'Zanaidi and H.W. Hui: J. Fluid Mech. 48 (1984) 225-46.
- 20) H. Mitsuyasu and T. Kusaba: J. Oceanogr. Soc. Japan 44 (1988) 136-42.

- 21) R.E. Davis: J. Fluid Mech. 52 (1972) 287-306.
- 22) A.A. Townsend: J. Fluid Mech. 55 (1972) 719-35.
- 23) P.R. Gent and P.A. Taylor: J. Fluid Mech. 77 (1976) 105-28.
- 24) P.R. Gent: J. Fluid Mech. 82 (1977) 349-69.
- 25) S.E. Belcher and J.C.R. Hunt: J. Fluid. Mech. 251 (1993) 109-48.
- 26) K. Hasselmann: J. Fluid Mech. 12 (1962) 481-500.
- 27) K. Hasselmann: Part 2. J. Fluid Mech. 15 (1963) 273-81.
- 28) W. Sell and K. Hasselmann: Rep. Inst. Geophys., Univ. Hamburg (1972)
1-6 .
- 29) K. Hasselmann and 15 authors: Dt. Hydrogr. Z. A8(12) (1973) 95pp.
- 30) W.J. Pierson and L. Moskowitz: J. Geophys. Res. 69 (1964) 5181-90.
- 31) M.S. Longuet-Higgins: Proc. Roy. Soc. A 347 (1976) 311-28.
- 32) M.J.H. Fox: Proc. Roy. Soc. A 348 (1976) 467-83.
- 33) A. Masuda: J. Phys. Oceanogr. 10 (1980) 2082-92 .
- 34) H. Mitsuyasu: Rep. Res. Inst. Appl. Mech. Kyushu Univ. 16 (1968)
251-64.
- 35) S. Hasselmann and K. Hasselmann: Hamb. Geophys. Einzelschriften
Reihe A : Wiss. Abhand. 52 (1981) 138pp.
- 36) T.P. Barnett: J. Geophys. Res. 73 (1968) 513-29.
- 37) S. Hasselmann and K. Hasselmann: J. Phys. Oceanogr. 15 (1985) 1369-77.
- 38) S. Hasselmann, K. Hasselmann, J.H. Allender, and T.P. Barnett:
J. Phys. Oceanogr. 15 (1985) 1378-91.
- 39) The WAMDI Group (13 authors): J. Phys. Oceanogr. 18 (1988) 1775-1810.
- 40) 小松幸生, 草場忠夫, 増田 章: 九州大学 応用力学研究所 所報 75 (1993)
121-46.
- 41) 光易 恒: 九州大学 応用力学研究所 所報 65 (1987) 17-32.
- 42) K. Hasselmann: Boundary Layer Meteor. 6 (1974) 107-27.
- 43) H. Mitsuyasu: J. Geophys. Res. 90 C2 (1985) 3343-45.
- 44) W.K. Melville and R.J. Rapp: Nature Vol. 317 (1985) 514-16.